

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences
de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Robert LECOLAZET

1^{re} THÈSE : La polarisation électrique des Cumulus de beau temps,
étude expérimentale et interprétation des résultats.

2^e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 7 décembre 1948 devant la Commission d'Examen:

MM. J. COULOMB, *Président.*

CAGNIARD
THELLIER } *Examineurs.*

SERVICE DES PUBLICATIONS DU C. N. R. S.

13, Quai Anatole France

PARIS 7^e

1949

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences
de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Robert LECOLAZET

1^{re} THÈSE : La polarisation électrique des Cumulus de beau temps,
étude expérimentale et interprétation des résultats.

2^e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 7 décembre 1948 devant la Commission d'Examen:

MM. J. COULOMB, *Président.*

CAGNIARD }
THELLIER } *Examineurs.*

SERVICE DES PUBLICATIONS DU C. N. R. S.

13, Quai Anatole France

PARIS 7^e

1949

UNIVERSITÉ DE PARIS

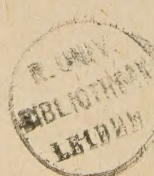
FACULTÉ DES SCIENCES

Doyen. M. J. CABANNES

PROFESSEURS

L. BLARINGHEM . . .	T	Botanique.	BOULIGAND	T	Application de l'analyse à la Géométrie.
G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	CHAUDRON	T	Chimie.
A. DENJOY	T	Théorie des fonctions et Topologie.	WYART		Minéralogie.
L. LUTAUD	T	Géographie physique et géologie dynamique.	TEISSIER	T	Zoologie.
E. DARMOIS	T	Enseignement de Physique.	MANGENOT	T	Biologie végétale
Robert LÉVY	T	Physiologie comparée.	P. AUGER	T	Physique quantique et relativité.
Henri VILLAT	T	Mécanique des fluides et applications.	MONNIER		Physiologie générale.
Ch. JACOB	T	Géologie.	PIVETEAU		Géologie.
P. PASCAL	T	Chimie générale.	ROCARD	T	Physique.
M. FRÉCHET	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	H. CARTAN		Calcul différentiel.
M ^{me} RAMART-LUCAS .	T	Chimie organique.	SCHAEFFER	T	Physiologie des fonctions.
FOCH	T	Mécanique physique et expérimentale.	LAFFITE		Chimie (P. C. B.).
PAUTHENIER	T	Électrotechnique générale.	FAVARD		Calcul des probabilités et Physique-mathématique.
Louis DE BROGLIE . .	T	Théories physiques.	COULOMB	T	Physique du globe.
JOB	T	Chimie générale.	M ^{lle} COUSIN		Biologie animale (P. C. B.).
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées.	CHRÉTIEN		Chimie (P.C.B.).
COMBES	T	Physiologie végétale.	DRACH		Zoologie.
GARNIER	T	Géométrie supérieure.	KASTLER		Physique.
Joseph PÉRÈS	T	Mécanique rationnelle.	CHATELET	T	Arithmétique et théorie des nombres.
HACKSPILL	T	Chimie minérale.	EPHRUSSI	T	Génétique.
LAUGIER	T	Physiologie générale.	WURMSER	T	Biologie physico-chimique.
TOUSSAINT	T	Technique aéronautique.	BAUER	T	Chimie-Physique.
M. CURIE	T	Physique (P. C. B.).	RIVIÈRE		Géologie (P.C.B.).
G. RIBAUD	T	Hautes températures.	GAUTHERET		Biologie Végétale (P.C.B.).
CHAZY	T	Mécanique analytique et mécanique céleste.	LUCAS		Physique.
CROZE	T	Physique théorique et physique céleste.	MAX MORAND		Physique.
DUPONT	T	Théories chimiques.	ARGULF		Optique appliquée.
VALIRON	T	Calcul différentiel et calcul intégral.	A. THOMAS		Évolutions des êtres organisés.
BARRABÉ	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.	SOLELLET		Physique.
VAVON	T	Analyse et mesures chimiques.	FORTIER		Mécanique expérimentale des fluides.
G. DARMOIS	T	Mathématiques générales.	DANJON	T	Astronomie.
Jacques BOURCART . .		Géographie physique et Géologie dynamique.	FROMAGEOT		Chimie Biologique.
AUBEL	T	Chimie biologique.	LAPORTE		Physique, générale et Radio-activité.
M ^{me} JOLIOT-CURIE . .	T	Physique générale et Radio-activité.	JANET		Mathématiques générales.
PLANTEFOL	T	Botanique.	PETIT	T	Biologie maritime.
CABANNES	T	Recherches physiques.	QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
GRASSE	T	Zoologie (Évolution des êtres organisés).	GALLIEN		Biologie animale (P.C.B.).
PRÉVOST		Chimie organique.	EICHORN		Biologie végétale (P.C.B.).
			DE CUGNAC		Biologie végétale (P.C.B.).
			LAVAL		Physique (P.C.B.).
			M ^{lle} CAUCHOIS		Chimie-Physique.
			THELLIER		Physique du Globe.
			AUDUBERT		Électrochimie.
			L'HÉRITIER		Génétique.

Secrétaire. Ch. MONIER.



A M. Jean COULOMB

Directeur de l'Institut de Physique du Globe de Paris

A MA FEMME

PREMIÈRE PARTIE

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE L'ÉTAT ÉLECTRIQUE DES CUMULUS DE BEAU TEMPS INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS.

SOMMAIRE. — *Au cours d'une série de vols en planeur, la composante verticale du champ électrique dans l'atmosphère a été mesurée au sein et au voisinage des cumulus de beau temps. Ces mesures ont confirmé un fait mis en évidence auparavant : le champ est plus grand dans la couche de brume qui s'étend depuis le sol jusqu'au niveau moyen des cumulus que dans l'air pur qui la surmonte. Elles ont permis de constater en outre que les cumulus de beau temps étaient polarisés (charge électrique négative à la base, positive au sommet). On donne finalement une interprétation de ces deux phénomènes, basée sur les différences de conductibilité électrique dans les trois milieux atmosphériques en présence : la brume, l'air pur et le nuage.*

INTRODUCTION

Bien que les phénomènes qui provoquent et qui accompagnent la formation et le développement des cumulus de beau temps soient beaucoup plus modestes que ceux qui président aux manifestations orageuses, il n'est pas absurde à priori de supposer qu'ils puissent donner naissance à des charges électriques. Leur étude expérimentale de ce point de vue ne peut être, d'ailleurs, que fructueuse en permettant, d'une part de contrôler l'exactitude de quelques-unes des nombreuses hypothèses qui ont été émises jusqu'à présent pour expliquer l'électrisation des nuages d'orage [1], [2], [3] d'autre part et en raison même de la simplicité relative des phénomènes mis en jeu, d'acquérir peut-être des idées nouvelles sur la genèse de la séparation des charges au sein du cumulo-nimbus.

Quelques chercheurs ont déjà essayé systématiquement de mettre en évidence l'effet du passage des cumulus sur le champ électrique au sol [4], [5], [6]. Les résultats montrent que, dans certaines circonstances, les cumulus semblent bien être polarisés, mais que, dans la grande majorité des cas, leurs charges sont trop faibles pour avoir une action nette sur le champ électrique au sol, qui est toujours très perturbé par

situation convective, même en l'absence de nuages. L'effet de l'électrode sol vient d'ailleurs compliquer et déformer les phénomènes d'une façon sans doute impossible à prévoir [7].

Il était donc nécessaire d'expérimenter au sein et au voisinage des nuages. On avait le choix entre la mesure de différentes grandeurs plus ou moins bien représentatives de l'état électrique de l'atmosphère : la charge d'espace, la composante verticale du champ électrique ⁽¹⁾, la conductibilité. C'est la deuxième qui a été choisie, pour des raisons de commodité et de rapidité, bien que la première eût été préférable ; malheureusement il n'existe pas encore, à ma connaissance, d'appareil à indication rapide permettant une mesure continue de la charge d'espace. La charge individuelle des gouttes de pluie ou des flocons de neige a bien déjà été mesurée dans les nuages [8], mais l'interprétation des renseignements qu'on en tire est particulièrement délicate, car les grosses particules peuvent acquérir par effet Wilson une charge n'ayant rien de commun avec leur charge primitive. Ce mode expérimental ne peut d'ailleurs convenir dans le cas qui nous intéresse plus spécialement, celui des cumulus non orageux, qui sont presque exclusivement formés de gouttelettes très fines et relativement nombreuses. (Ordres de grandeur : diamètre $10\ \mu$, nombre $1\ 000/\text{cm}^3$ [9].)

Il fallait également choisir la nature du véhicule destiné à porter l'appareil de mesure du champ électrique : avion, planeur, ballon-sonde ou parachute. L'avion, malgré sa grande vitesse nécessitant un appareil de mesure à indications très rapides, permettrait, grâce à sa maniabilité, l'exploration électrique facile et complète d'un domaine donné de l'atmosphère, s'il n'était lui-même le siège de phénomènes électriques particulièrement gênants pour les mesures de précision : les gaz d'échappement du moteur sont en effet chargés négativement en général et l'avion se charge positivement [10]. La cause de ce phénomène est encore ignorée. Quoi qu'il en soit, la charge électrique de l'avion crée au voisinage de celui-ci un champ parasite qui peut être plusieurs centaines de fois plus grand en valeur absolue que le champ normal dans l'atmosphère ⁽²⁾.

Le ballon-sonde offre le grave inconvénient de ne pouvoir être dirigé selon la volonté de l'observateur. En outre, les lancers sont coûteux et compliqués et leurs résultats ne sont pas connus immédiatement.

Le parachute, employé par Mecklenburg et Lautner [11], est un véhicule commode, qui peut être facilement lancé au-dessus de l'endroit voulu, mais, comme le ballon-sonde, il ne permet pas l'exploration complète d'un domaine déterminé.

Pour toutes ces raisons, c'est le planeur qui a été choisi ⁽³⁾. Bien qu'ayant un

(1) Dans la suite de cet exposé, nous écrirons souvent champ électrique ou même champ au lieu de composante verticale du champ électrique.

(2) Celui-ci est dirigé vers le bas et c'est désormais la verticale descendante que nous prendrons comme sens positif pour le champ.

(3) Le planeur a déjà été utilisé à la mesure du champ en altitude par MECKLENBURG et LAUTNER en 1939 [11].

rayon d'action limité, il présente les avantages de l'avion sans en avoir les inconvénients. Il peut toutefois acquérir une certaine charge électrique lorsqu'il est remorqué et il faut, comme nous le verrons plus loin, prévoir un dispositif capable d'évacuer rapidement cette charge.

Grâce à la bienveillance de Mr le Directeur du Service de l'Aviation Légère et Sportive, que je suis heureux de remercier ici, j'ai pu effectuer quelques mesures de champ électrique en planeur pendant la période du 15 juillet au 7 septembre 1947, dans l'intention précise d'explorer les cumulus et leur voisinage immédiat. Je remercie également très vivement tout le personnel du Centre de Vol à Voile de Beynes (S.-et-O.), dont la collaboration compétente et la bonne volonté m'ont été précieuses.

TECHNIQUE DES MESURES

1. *L'appareillage.* — Le planeur utilisé est un biplace tandem du type « Kranich », de 18 mètres d'envergure, prévu et équipé spécialement pour le vol de nuages (fig. 1).

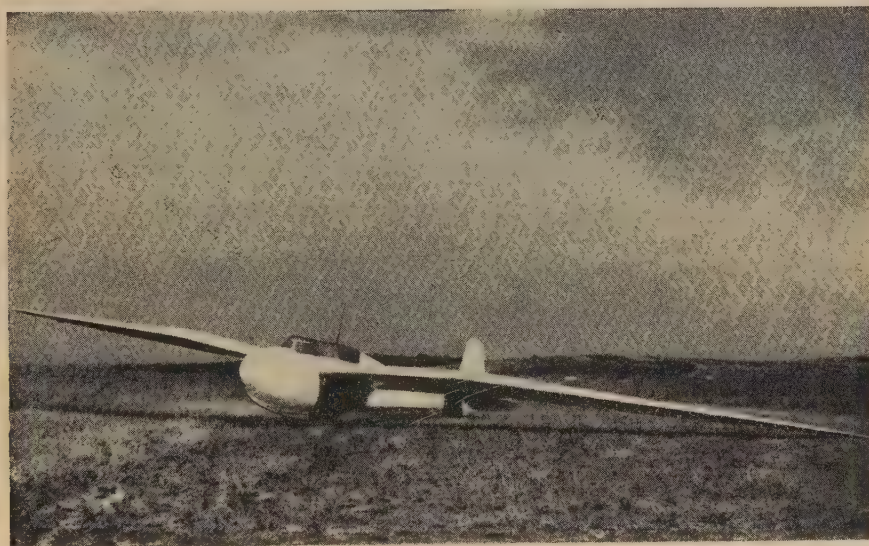


FIG. 1. — Cliché E. C. M.

L'appareil de mesure du champ se compose d'une antenne extérieure verticale de 65 cm de longueur, soigneusement isolée au soufre, fixée sur l'habitacle du passager, et d'un électromètre unifilaire monté à l'intérieur, directement sous l'antenne (fig. 2) ; le microscope d'observation se trouve à la hauteur des yeux du passager, assis à la place arrière.

La prise de potentiel (disque recouvert d'un sel de radium, dont la face active est tournée vers l'arrière) est placée dans le bas de l'antenne, ceci pour se rapprocher le plus possible des conditions idéales dans lesquelles le potentiel du collecteur suit immé-

diatement toutes les variations du champ [12], [13]. En fait, l'expérience a montré que l'inertie électrique apparente, sans être absolument négligeable, est assez petite pour permettre à l'électromètre de suivre, avec un retard de l'ordre de la seconde, les variations brusques du champ.

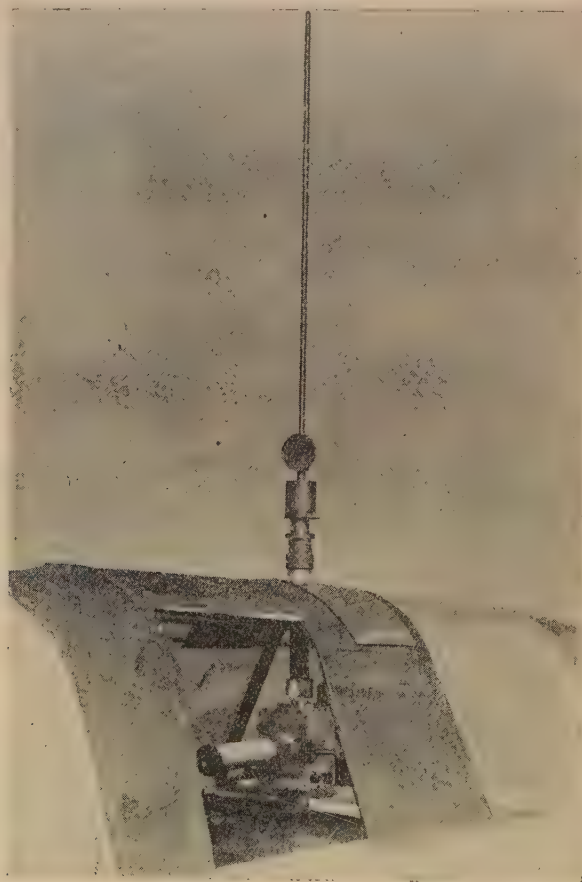


FIG. 2. — Cliché E. C. M.

Pour éviter tout effet d'influence électrostatique, l'habitacle en rhodoïd est recouvert d'une toile métallique reliée électriquement à toutes les masses métalliques du planeur.

Celui-ci est en outre muni d'un dispositif destiné à évacuer rapidement la charge électrique acquise au cours du remorquage par avion. Le long du bord de fuite des ailes sont fixés deux conduits en cuivre, de 5 mm de diamètre intérieur, issus d'un réservoir à eau de 10 litres, placé derrière le passager. Chacun de ces conduits se termine, à 2 mètres du fuselage, par un tube cylindrique de laiton mince percé, suivant la génératrice arrière, de 20 trous de 0,2 mm de diamètre, distants de 1 cm, d'où sortent de fins jets d'eau (fig. 3). A cet effet, on établit à l'instant voulu, à l'aide d'une pompe à

bicyclette, une pression d'air suffisante dans le réservoir. Les 10 litres d'eau qui y sont contenus peuvent alimenter les jets d'eau pendant 1 heure.

L'altitude est déterminée à 20 mètres près, selon les indications d'un barographe destiné à l'homologation des performances.

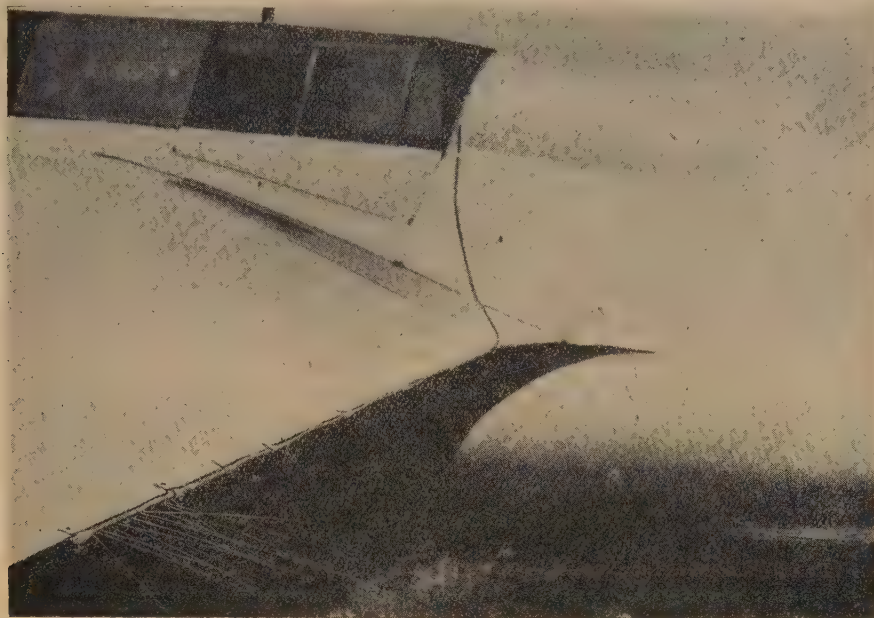


FIG. 3. — Cliché E. C. M.

2. *Étalonnage de l'appareil et précision des mesures.* — Le planeur au sol est mis en ligne de vol par des cales appropriées. A 50 mètres de distance environ on dispose un collecteur dû à C. W. Lutz [14], donnant le champ en valeur absolue. Des lectures simultanées aux deux appareils sont faites toutes les demi-minutes pendant 1 heure 1/2. Cette méthode, la seule qu'on puisse employer de façon pratique, ne donne pas le coefficient réel de réduction au plan de l'appareillage du planeur, car celui-ci ne se trouve pas dans les conditions normales des mesures en altitude ⁽⁴⁾. Néanmoins on peut espérer que l'erreur ainsi commise est assez faible. Des mesures sur modèle réduit placé dans un champ artificiel donneraient sans aucun doute une erreur beaucoup plus grande.

L'électromètre lui-même est étalonné en volts après chaque vol, à cause des variations accidentelles de tension des deux piles de 90 volts chargeant les plateaux.

Le micromètre d'observation comporte 90 divisions de part et d'autre du zéro et, dans les conditions réalisées au cours des mesures, on observe une déviation d'environ 50 divisions pour un champ de 100 volts/mètre. Le fil de quartz de l'électromètre est assez fin pour qu'on puisse apprécier le dixième de division.

(4) Le coefficient trouvé est de 2,20, c'est-à-dire qu'il faut multiplier par 2,20 la différence de potentiel (volts) entre le collecteur et le planeur pour avoir le champ en volts/mètre.

3. *Marche d'une expérience.* — Au départ, le planeur est remorqué par un avion jusqu'à une altitude convenable au-dessus des nuages. Il est alors « largué », c'est-à-dire livré à ses propres moyens. A partir de cet instant, les jets d'eau du bord de fuite des ailes sont mis en action pour éliminer la charge électrique éventuellement acquise par le planeur au cours du remorquage. Nous examinons plus loin l'efficacité de ces jets d'eau, qui sont laissés en fonctionnement jusqu'à l'atterrissage. Les mesures du champ sont faites au cours de la descente en vol libre. Ayant repéré un cumulus, on effectue des allers et retours en ligne droite de 2 à 4 kilomètres de longueur, d'abord au-dessus du nuage, puis en le traversant autant de fois que possible, enfin en dessous jusqu'à l'altitude permise par l'éloignement du terrain d'atterrissage. Les lectures à l'électromètre sont faites chaque minute, chaque demi-minute, ou plus fréquemment, selon la rapidité des variations du champ. On note également le maximum à la traversée du nuage et le minimum lorsqu'on passe juste au-dessous.

4. — *Efficacité des jets d'eau.* — Pour me rendre compte de l'efficacité des jets d'eau, j'ai effectué aussi des mesures de champ au cours du remorquage. Le tableau suivant donne, en fonction du temps, la valeur du champ et l'altitude lue sur l'altimètre de bord, au cours d'un vol d'essai effectué le 24 juillet 1947. Ce jour-là, le ciel était sans nuages, mais très légèrement brumeux, le vent variable faible. Le câble de remorquage reliant l'avion au planeur était une corde de chanvre d'une trentaine de mètres de longueur et de 2 centimètres de diamètre environ.

Au début du remorquage, le planeur possédait donc une assez forte charge positive, qui a peu à peu diminué. Après le larguage, dès la mise en fonctionnement des jets d'eau, cette charge s'est très rapidement dissipée et au bout de 2 minutes, on pouvait considérer qu'elle avait été évacuée en totalité.

En général, j'ai toujours observé une forte charge positive du planeur au début du remorquage. Cette charge se dissipait progressivement au cours de la montée et lorsqu'on arrivait au-dessus de la couche de brume, située au niveau moyen des cumulus, les jets d'eau, mis en fonctionnement immédiatement après le larguage, n'avaient plus qu'un effet négligeable ; cependant je m'en suis toujours servi, par mesure de précaution.

Quant à l'origine de cette charge, il ne nous appartient pas de la discuter ici. Disons seulement qu'elle réside vraisemblablement dans l'avion remorqueur lui-même, ou peut-être dans le frottement sur le sol au cours du décollage, et que la diminution progressive constatée au cours de la montée peut s'expliquer par la traversée de couches d'air de plus en plus conductrices. Quoi qu'il en soit, il paraît bien nécessaire de décharger le planeur avant de pouvoir faire des mesures de précision. En outre et bien que le frottement de l'air ne doive développer pratiquement aucune charge électrique sur le planeur, il est bon de laisser les jets d'eau fonctionner pendant toute la durée des mesures. Si, comme cela a été réalisé dans l'appareillage utilisé ici, les jets

d'eau se trouvent sensiblement sur la ligne neutre du planeur (définie quand sa charge totale est nulle), cette ligne reste fixe quelles que soient les variations du champ et la charge totale du planeur demeure constamment nulle. Le potentiel du collecteur,

TABLEAU I

24 juillet 1947. Pilote : P. Capgras.

HEURE T M G	CHAMP V/m	ALTITUDE m	OBSERVATIONS
16 ^h 51			Décollage.
52	< - 176	100	
53	- 130	250	
54	- 112	370	
55	- 68	460	
56	- 37	530	
57	- 16,5	600	Larguage, les jets d'eau entrent. en action.
59	+ 84	550	
17 ^h 00	+ 79	460	Dans une ascendance de 1 m/s,
01	+ 77		
02	+ 74		
03	+ 68		Dans un courant descendant de 1m/s.
04	+ 68	250	
05	+ 66	210	
06	+ 64	130	
06 30	+ 63	130	
12	+ 59	0	Au sol après l'atterrissage, planeur légèrement incliné vers la gauche.

mesuré à l'électromètre, est alors, à tout instant, rigoureusement proportionnel au champ, à condition toutefois que le collecteur soit monté de la façon qui a été exposée ci-dessus.

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

1. Les observations les plus typiques (30 et 31 juillet, 22 août, 3 septembre 1947) sont traduites ci-dessous par quatre graphiques (fig. 4 à 7). Chacun d'eux donne, en fonction du temps (T M G) porté en abscisses, l'altitude (courbe supérieure) et la valeur de la composante verticale du champ électrique (courbe inférieure). Les cumulus rencontrés au cours du vol figurent également dans la partie supérieure du schéma. Ils apparaissent très déformés en largeur pour deux raisons :

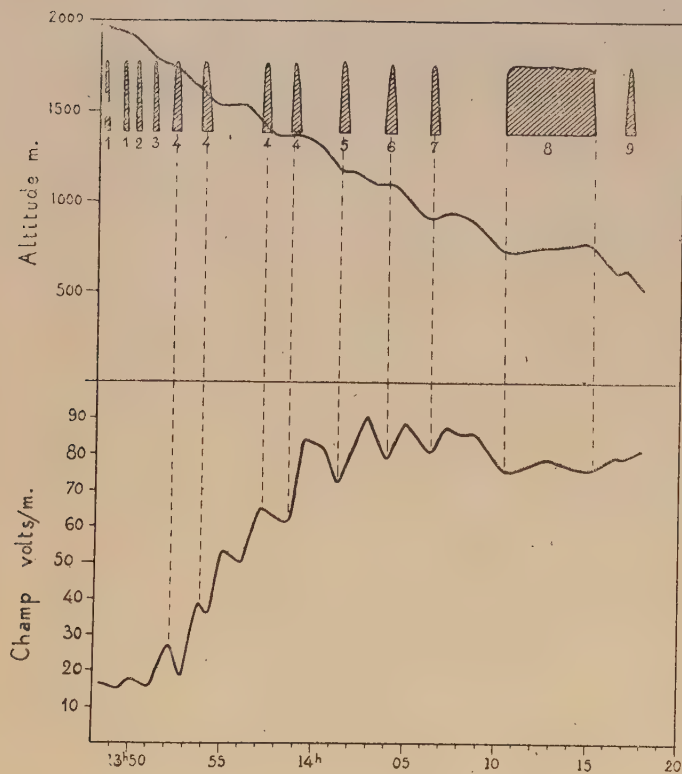


FIG. 4. — 30 juillet 1947.

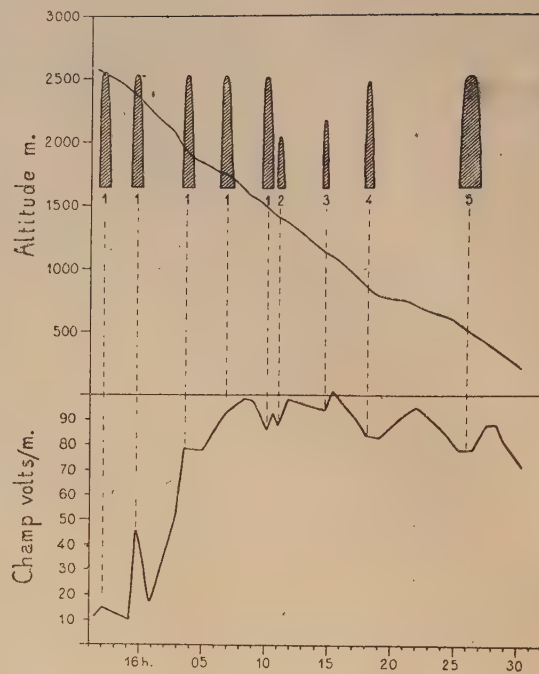


FIG. 5. — 31 juillet 1947.

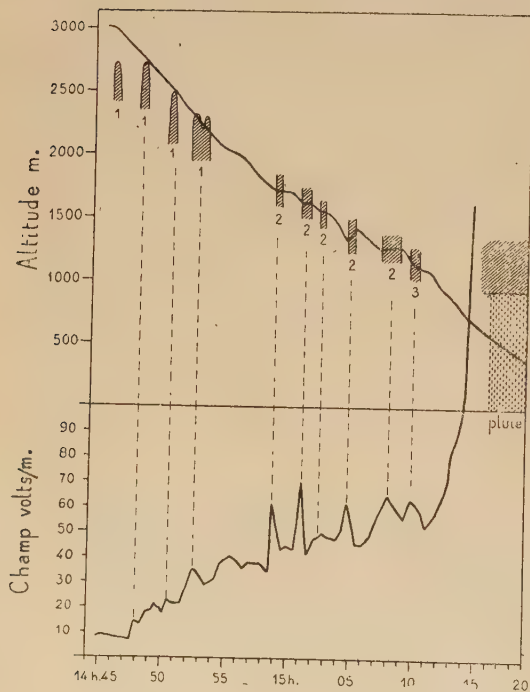


FIG. 6. — 22 août 1947.

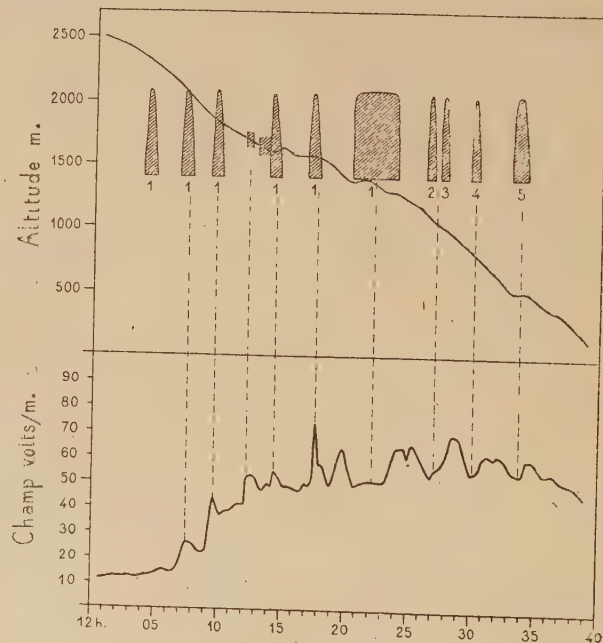


FIG. 7. — 3 septembre 1947.

1° à cause de la disproportion des échelles horizontale et verticale : le planeur en vol horizontal ayant une vitesse de 55 à 60 km/h, l'échelle des abscisses est environ 10 fois plus petite que celle des ordonnées ;

2° parce que le planeur n'a pas conservé le même cap au cours du vol, mais a effectué parfois plusieurs circuits sous un même nuage, de sorte que celui-ci est porté sur le graphique avec un diamètre très exagéré.

Enfin un nuage peut figurer plusieurs fois ; dans ce cas chaque image du même nuage est affectée du même numéro.

Les résultats du vol du 31 juillet sont également schématisés, d'une manière différente, par la figure 8. Sur cette figure, on a représenté le trajet du planeur (en traits interrompus) au voisinage et au travers d'un cumulus dont le rapport des dimensions est cette fois respecté. L'altitude (mètres) est portée en ordonnées. Les valeurs observées de la composante verticale du champ électrique (volts/mètre) figurent en différents points caractéristiques du trajet. En réalité, celui-ci ne s'est pas effectué rigoureusement dans un plan vertical, mais on peut supposer que les phénomènes sont de révolution autour de la verticale qui peut être considérée comme l'axe du nuage.

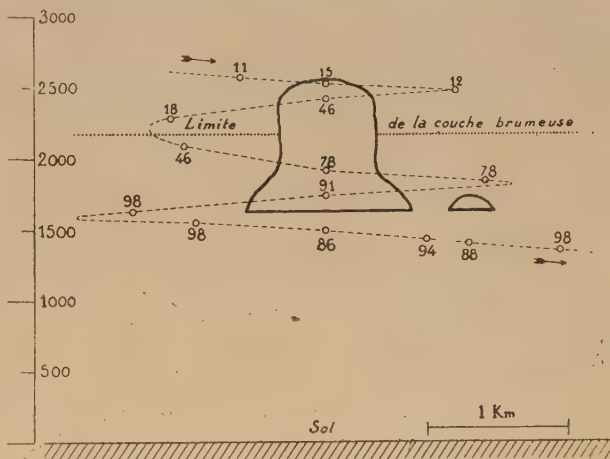


FIG. 8.

2. Avant d'analyser brièvement les conditions de chaque expérience et ses résultats, indiquons que deux faits généraux, qui ressortent nettement des figures 4 à 8, se dégagent de toutes les observations :

1° *L'augmentation rapide du champ à la traversée du niveau moyen des cumulus*, correspondant à l'entrée dans la couche brumeuse qui s'étend depuis le sol jusqu'à ce niveau⁽⁵⁾. Ce fait a déjà été observé par Mecklenburg et Lautner, qui ont noté la forte valeur relative du champ dans une couche brumeuse ou nuageuse [11].

2° *La corrélation étroite entre les variations du champ et le passage dans ou sous les cumulus* : le champ présente un maximum relatif au sein du nuage et un minimum relatif sous le nuage. Le premier se traduit parfois seulement par un palier sur la courbe du champ lorsque l'augmentation de celui-ci à l'entrée dans la couche de brume se superpose à l'effet propre du nuage (fig. 5).

Le minimum relatif observé sous le cumulus est bien dû au nuage lui-même et non à la traversée du courant ascendant, quelquefois très peu marqué (fig. 5), qui

(5) La limite de cette couche est nettement visible lorsqu'on se trouve au-dessus d'elle.

accompagne la formation nuageuse. En effet, d'une part quelques observations faites par temps clair ont montré que les courants verticaux, même de 2 à 3 mètres par seconde, n'ont aucune influence sur le champ ; d'autre part, s'il est logique d'admettre qu'un courant ascendant augmente le champ par suite du transport éventuel en altitude de la charge positive des couches d'air voisines du sol, on conçoit mal que le champ y soit, au contraire, relativement plus faible qu'ailleurs.

3. Ces considérations générales étant énoncées, nous passons à l'examen plus détaillé de chaque expérience. Pour en alléger l'exposé, nous avons réuni les conditions et les circonstances de chaque vol dans le tableau II.

Dans l'exposé suivant des résultats de chaque expérience, nous indiquons les valeurs caractéristiques du champ (volts/mètre) suivies de l'altitude (m) correspondante. Les valeurs du champ entre parenthèses ou en italique sont celles qui ont été mesurées respectivement à l'intérieur des cumulus où sous les nuages.

6 août. — 23, 2 300 (au-dessus d'un banc nuageux) ; 14, 2 200 ; (90), 1 750 ; 60, 1 600 ; 51, 1 430 ; 58, 1 300 ; 35, 1 120 ; 58, 900 ; 45, 200.

12 août. — 10, 2 300 ; 4, 2 200 ; 10, 2 100 ; 6, 2 000 ; 45, 1 860 ; 110, 1 300 ; 95, 1 100 ; 108, 1 040 ; 93, 1 060 ; 104, 1 100 ; 93, 1 040 ; 100, 1 060 ; 90, 1 140 ; 95, 1 140 ; 86, 1 100 ; 110, 1 200 ; 83, 1 190 ; 108, 1 070 ; 90, 900 ; 99, 900 ; 81, 750 ; 100, 600 ; 76, 500.

13 août. — 6, 3 100 ; 6, 2 900 ; (25) 2 500 ; 10, 2 400 ; 48, 2 250 ; 41, 2 100 ; 51, 2 000 ; 48, 1 920 ; 57, 1 820 ; 55, 1 800 ; 63, 1 760 ; 55, 1 750 ; 62, 1 620 ; 52, 1 500 ; 62, 1 800 ; 40, 2 150 ; 57, 2 100 ; 67, 1 500 ; 73, 1 000.

Nous avons excepté de cette énumération les vols des 30 et 31 juillet, 22 août et 3 septembre, dont les résultats sont bien représentés par les figures 4 à 8 et celui de l'après-midi du 4 août, où le ciel était complètement couvert. Au cours de ce dernier vol, effectué sous la couche nuageuse, le champ a décru lentement et irrégulièrement ⁽⁶⁾ de 83 volts/mètre (1 700 m d'altitude) à 34 volts/m (200 m) ; autant qu'on ait pu en juger sans idée préconçue, un éclaircissement de la couche correspondait à une augmentation du champ et un assombrissement à une diminution.

En dehors des constatations générales exposées ci-dessus, quelques remarques particulières s'imposent.

1^o Le 6 août, une augmentation relativement considérable du champ a été observée au cours du passage à travers un cumulus. Il en a été de même le 3 septembre entre 12 h. 17 et 12 h. 18 (fig. 7). Ce phénomène est certainement lié à l'existence, au sein des cumulus traversés dans les deux cas, de gouttelettes fines de pluie, existence

⁽⁶⁾ Phénomène qui paraît en contradiction avec les idées généralement admises. Il a été observé plusieurs fois (Cf. par exemple tableau I.)

TABLEAU II

DATE	PILOTE	TYPE DE TEMPS	NATURE DES NUAGES	NÉBULOSITÉ DES Cu	VENT	TEMPÉRATURE MAXIMUM AU SOL (°C)	ALTITUDE MAXIMUM DU PLANEUR (MÈTRES)	ALTITUDE BASE Cu (MÈTRES)	ALTITUDE SOMMETS Cu	HEURE DU LARGUAGE H MN T M G	HEURE DE L'ATERRISSAGE H MN T M G
30 VII	1947* Mazoyer	Intervalle	(u)	3	Variable faible E dominant	32	1960	1380	1800	13 45	14 25
31 VII	" *	"	"	5	"	"	2600	1640	2540	15 54	16 34
4 VIII	"	Traine	"	10	SW modéré	30	1700	1800		13 34	14 10
6 VIII	"	Traine atténuée	"	7	W modéré	23	2300	1640	1960	13 40	14 18
12 VIII	"	Intervalle	"	1	NE à E faible	28	2300	1850	2050	14 27	15 30
13 VIII	"	"	"	2	"	29	3 200	2350	2700	14 12	15 43
22 VIII	" *	Orageux	Nuages et bancs de brumé à tous niveaux	5	E faible	24	3000	1000	2750	14 44	15 38
3 IX	" *	Lepanse Traine faible	(u)	6	N faible	25	2600	1400	2100	12 00	12 41

* Les résultats des vols marqués d'un astérisque sont représentés par les figures 4 à 8.

qui s'est manifestée nettement par l'apparition de gouttes sur l'antenne et d'une légère pellicule d'eau sur les ailes du planeur.

D'autre part, l'expérience du 22 août (fig. 6), au cours de laquelle on a également noté deux fortes augmentations du champ à la traversée d'un même cumulus, s'est terminée par une observation qui sort un peu du cadre que nous nous étions fixé, mais qui n'en est pas moins intéressante. Le champ a finalement augmenté de telle façon qu'il n'a plus été possible de le mesurer et ceci, avant même d'entrer dans une zone pluvieuse (faible averse).

Le mécanisme de Wilson paraît s'imposer ici pour expliquer l'augmentation anormalement forte du champ, d'une part à l'intérieur d'un cumulus renfermant des gouttelettes relativement grosses, d'autre part au voisinage et sans doute à l'intérieur même d'une zone pluvieuse.

2° Le rapport du champ au-dessus des nuages à celui dans la couche brumeuse a varié, au cours de la période d'observation, entre d'assez larges limites (7/100 le 12 août, 1/5 les 22 août et 3 septembre). Il en a été de même, d'une part pour la valeur du champ dans l'air pur (4 V/m le 12 août, 12 V/m le 3 septembre), d'autre part pour la valeur maximum du champ dans la couche voisine du sol (60 V/m le 13 août, 110 V/m le 12 août). En outre, la vitesse d'augmentation du champ au passage de l'air pur à l'air brumeux a varié fortement (comparer les figures 5 et 6).

Il paraît difficile de donner une interprétation de ces phénomènes basée sur un aussi petit nombre d'observations. Il semble cependant qu'un faible rapport du champ dans l'air pur à celui dans la brume et que la rapidité du passage de l'un à l'autre soient l'apanage des journées de beau temps avec vent nul ou faible. Au contraire le vol de la journée orageuse du 22 août, qui s'est effectué au milieu de bancs nuageux épars et d'une couche de brume assez dense et s'étendant très haut (à partir de 1 500 m d'altitude on n'apercevait plus le sol) est marqué par une augmentation générale très lente du champ au cours de la descente (fig. 6).

Il convient de remarquer en outre que la situation de Beynes à 40 km à l'ouest de l'agglomération parisienne peut jouer un rôle important, sur lequel il est inutile d'insister plus longuement ici.

INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS

1. — Nous considérons seulement les deux faits généraux qui se dégagent des expériences et que nous rappelons :

1° L'augmentation rapide du champ au passage de l'air pur dans la couche brumeuse qui s'étend depuis le sol jusqu'au niveau moyen des cumulus de beau temps.

2° La présence d'un maximum et d'un minimum relatifs du champ respectivement au sein du cumulus et sous le nuage.

2. — Alors que l'on peut invoquer (ce que nous avons déjà fait plus haut) le méca-

nisme de Wilson pour expliquer le deuxième phénomène dans le cas d'un cumulus renfermant des gouttelettes assez grosses (ce n'est d'ailleurs plus à proprement parler un cumulus de beau temps), il semble bien certain que ce mécanisme ne peut s'appliquer aux nuages où n'existent que de très fines gouttelettes. Celles-ci peuvent en effet être considérées comme immobiles par rapport à l'air ambiant, tandis que les petits ions se déplacent rapidement sous l'effet combiné des chocs moléculaires et du champ électrique atmosphérique. En réalité le phénomène prépondérant dans les nuages à fines gouttelettes est l'absorption par celles-ci des petits ions d'abord, des gros ions ensuite. Dans un travail récent [15], P. Pluvinaud a analysé théoriquement ce phénomène et en a déduit ce qui avait déjà été constaté et qu'il a confirmé expérimentalement, que la conductibilité électrique à l'intérieur des nuages non orageux pouvait être jusqu'à 10 fois plus faible que celle de l'air extérieur.

Cette diminution de conductibilité à l'intérieur des nuages peut, si l'on admet, ce qui est plausible, la constance dans l'espace de la densité du courant vertical dans l'atmosphère ⁽⁷⁾, expliquer, qualitativement au moins, le deuxième phénomène que nous avons observé (maximum du champ au sein du nuage, minimum sous le nuage).

3. — L'augmentation du champ au passage dans la couche brumeuse dénote la présence, au voisinage de la surface de séparation entre l'air pur et la brume, d'une charge d'espace positive. Celle-ci pourrait être amenée du sol jusqu'à ce niveau par les courants ascendants, mais nous avons effectué deux observations en contradiction avec cette hypothèse.

1° Nous avons constaté, ainsi que nous l'avons écrit ci-dessus, que le passage des courants ascendants ne se marquait par aucune variation visible du champ électrique s'ils n'étaient surmontés d'une formation nuageuse.

2° Nous avons effectué un vol le matin du 29 août après dissipation du stratus à 9 h T M G, alors que les courants verticaux étaient encore inexistants, et nous avons trouvé la même augmentation du champ à la traversée de la frontière entre l'air pur et la brume (cette frontière était à 1 300 mètres d'altitude et le champ, de 16 volts / mètre à 1 400 mètres, est passé à 115 volts / mètre à 900 mètres). Le sondage de température fait à Trappes le même jour à 5 h T M G donnait les résultats suivants : au sol, 14° ; à 600 m, 17° ; à 1 300 m, 12° ; à 1 800 m, 12° ; à 2 050 m, 10°. La limite de la couche brumeuse se plaçait donc juste à la deuxième inversion, la première ayant sans doute déjà disparu à 9 h.

La charge d'espace positive qui existe au voisinage de la surface de séparation entre l'air pur et la brume ne provient donc pas, vraisemblablement, des couches d'air voisines du sol. Là encore, si l'on admet la constance de la densité du courant vertical, la notion de conductibilité nous apporte une explication au moins qualitative. On sait, en effet, que l'air brumeux, renfermant de nombreux gros ions, est moins conducteur

(7) On admet, de façon plus précise, que la divergence de la densité de courant est nulle.

que l'air pur ; le champ électrique doit donc être plus intense dans le premier milieu que dans le second.

4. — Pour soumettre la question au calcul, nous ferons l'hypothèse suivante : on peut remplacer les milieux en présence dans l'atmosphère (couche de brume, air pur, nuage) par des conducteurs métalliques de même conductibilité, respectivement, et supposer qu'un état de régime permanent électrodynamique est établi dans ce système de conducteurs. Comme condition aux limites, nous nous imposons la valeur du champ à l'infini, dans la couche brumeuse par exemple.

Les objections qu'on peut formuler à cette manière de voir sont nombreuses. Les deux fondamentales sont les suivantes :

1° La différence entre milieux ionisés et conducteurs métalliques est profonde :

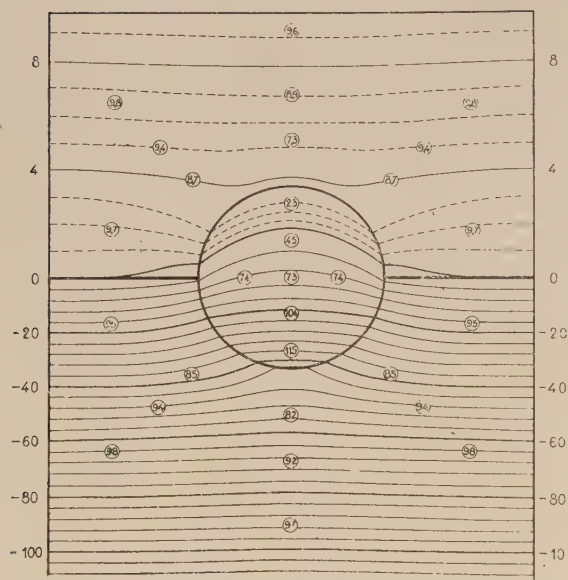


FIG. 9. — Pour avoir les potentiels en volts, multiplier les cotes indiquées en marge par 0,03 ER (E , champ au sol en V/m ; R , rayon du nuage en mètres). Les composantes verticales du champ électrique sont données pour $E = 100 V/m$.

alors que dans les seconds, les charges électriques sont localisées sur les surfaces de séparation, elles sont, dans les premiers, réparties dans l'espace. Nous nous réservons de montrer que cette différence est plus théorique que réelle, au moins dans l'atmosphère, où une distance de quelques mètres ou même de quelques dizaines de mètres est petite devant les dimensions des milieux en présence.

2° Il paraît bien aléatoire de supposer que l'état de régime permanent est établi dans l'atmosphère à tout instant. Un travail publié d'autre part [16] montre qu'il est cependant raisonnable de le penser (si toutefois l'atmosphère n'est pas trop agitée) et que les différences de conductibilité doivent vraisemblablement jouer un rôle important en électricité atmosphérique.

5. — Pour appliquer le calcul suggéré ci-dessus, nous avons choisi les données de l'expérience typique du 31 juillet 1947 (fig. 5 et 8), qu'on peut schématiser de la manière suivante :

Champ dans la couche brumeuse : $100 V/m$,

Champ dans l'air pur : $10 V/m$,

d'où l'on déduit que le rapport λ_3/λ_2 de la conductibilité dans l'air pur à la conductibilité dans la brume est égal à 10. Si nous désignons par λ_1 la conductibilité du nuage, il est raisonnable de poser, d'après le travail de P. Pluvinage [15] complété par un mémoire plus récent [17] :

$$\lambda_1/\lambda_2 = 1/3.$$

Ceci posé, on peut encore schématiser davantage le problème en donnant au nuage la forme d'une sphère dont le centre se trouve au niveau du plan horizontal séparant l'air pur de la brume. En toute rigueur, on devrait en outre tenir compte de la présence du sol conducteur ; c'est cependant inutile, car les surfaces équipotentiellles dans la couche brumeuse se rapprochent très vite de plans horizontaux quand on s'éloigne du nuage.

Une solution du problème théorique ainsi posé est indiquée d'autre part [16]. La figure 9 la traduit graphiquement.

Si l'on compare cette figure avec la figure 8, on peut constater le bon accord des résultats expérimentaux avec les résultats théoriques, compte tenu, d'une part de ce que le champ observé dans l'air pur est un peu supérieur à celui que nous avons admis dans les données du problème, d'autre part de ce que la frontière entre la brume et l'air pur est en réalité une couche de transition plus ou moins épaisse.

Manuscrit reçu le 1^{er} mars 1948.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] J. COULOMB, *La Météorologie* (1943), pp. 37-56.
- [2] J. BRICARD, *La Météorologie* (1946), pp. 419-428.
- [3] G. GRENET, *Annales de Géophysique*, **3** (1947), fasc. 3, p. 306.
- [4] A. JARLETON, *Bulletin de l'Institut et Observatoire de Physique du Globe du Puy-de-Dôme*, n° 7 (1934), pp. 52-71.
- [5] P. PLUVINAGE, *C. R. Ac. Sc.*, **216** (1943), pp. 303-304.
- [6] R. LECOLAZET, *La Météorologie* (1946), pp. 429-433.
- [7] L. CAGNIARD, *Ann. de Géoph.*, **3** (1947), fasc. 1, p. 7.
- [8] ROSS GUNN, *The Physical Review*, 2^e série, **71**, n° 3 (1947), pp. 181-186.
- [9] J. BRICARD, *C. R. Ac. Sc.*, **214** (1942), p. 439.
- [10] A. WIGAND, T. SCHLOMKA, *Annalen der Phys.*, **75** (1924), pp. 279-325.
- [11] W. MECKLENBURG, P. LAUTNER, *Zeitsch. für Phys.*, 115 Bd (1940), p. 557.
- [12] G. GRENET, *Soixante-septième Congrès des Sociétés savantes*, Paris (1934), XXIX, pp. 232-236.
- [13] R. LECOLAZET, *C. R. Ac. Sc.*, **220** (1945), pp. 531-533.
- [14] C. W. LUTZ, *Gerl. Beitr. zur Geoph.*, **31** (1931), p. 398.
- [15] P. PLUVINAGE, Thèse, Paris, 1945 ; *Ann. de Géoph.*, **2** (1946), fasc. 1 et 2.
- [16] R. LECOLAZET et P. PLUVINAGE, *Ann. de Géoph.*, **4** (1948), fasc. 2, pp. 96-108.
- [17] P. PLUVINAGE, *Ann. de Géoph.*, **3** (1947), fasc. 2, pp. 141-152.

DEUXIÈME PARTIE

LES PHÉNOMÈNES ÉLECTRIQUES A LA FRONTIÈRE DE DEUX ATMOSPHÈRES DIFFÉRENTES

SOMMAIRE. — *Au cours de cette étude est discutée l'assimilation de l'atmosphère, du point de vue du champ électrique, à un ensemble de conducteurs métalliques en état de régime électrodynamique stationnaire. Il est montré que, dans le cas particulier d'une couche d'air pur surmontant une couche d'air brumeux, l'adaptation des phénomènes aux conditions à la frontière se traduit par l'existence d'une zone de transition dont l'épaisseur est négligeable devant les dimensions des milieux en présence.*

1. — Nous avons exposé précédemment [1] les résultats d'une série de mesures de la composante verticale du champ électrique en atmosphère libre, au voisinage et à l'intérieur des cumulus de beau temps. Au cours de toutes nos expériences, faites en majeure partie par situation convective modérée, nous avons observé la présence simultanée de trois milieux atmosphériques distincts, tant par leur aspect que par la valeur relative du champ électrique en leur sein : le cumulus, la couche de brume s'étendant depuis le sol jusqu'au niveau moyen des nuages, la couche d'air pur située au-dessus.

Pour expliquer l'allure des variations observées du champ, nous avons été conduits à formuler l'hypothèse suivante : les trois milieux atmosphériques en présence se comportent sensiblement comme autant de conducteurs métalliques, de conductibilités différentes (les mêmes que celles des trois milieux atmosphériques, respectivement) placés dans un champ électrique vertical (donc uniforme) à l'infini ; l'état de régime électrodynamique stationnaire, sans tensions de contact, est supposé établi dans ce système de conducteurs.

Bien que les résultats des calculs que l'on peut faire dans cette hypothèse s'accordent de façon satisfaisante avec les résultats expérimentaux et qu'un travail récent [2] tende à prouver que l'état de régime électrodynamique, dans une atmosphère pas trop agitée, a des chances d'être sensiblement réalisé à tout instant, il reste à justifier, du point de vue du champ électrique, l'assimilation de l'atmosphère à un ensemble de conducteurs métalliques juxtaposés. En effet, alors que dans ces derniers, les charges électriques sont localisées sur les surfaces de séparation, elles sont, dans les milieux ionisés, réparties dans tout l'espace.

Un exemple simple fera mieux saisir cette différence et ses effets sur la répartition du champ électrique.

Qu'on veuille bien nous pardonner de n'analyser que l'aspect des phénomènes sans insister sur leur base physique, ce qui nous entraînerait trop loin de notre sujet.

Quelques-unes des notions introduites seront d'ailleurs précisées ultérieurement.

2. — Envisageons deux conducteurs métalliques infinis (II') et (III'), de conductibilités λ_2 et λ_3 respectivement, séparés par une surface plane horizontale que nous prendrons pour origine de l'altitude z , comptée positivement vers le haut ; le conducteur (III') se trouve au-dessus du conducteur (II') (fig. 1). Supposons qu'il existe dans l'ensemble de ces conducteurs, en état de régime électrodynamique, un courant électrique vertical, de densité J ($J > 0$), dirigé vers le bas. Dans ces conditions, le champ électrique est uniforme et dirigé vers le bas dans chacun des deux conducteurs et ses intensités E_2 et E_3 , comptées positivement suivant la verticale descendante, sont données par les relations :

$$E_2 = \frac{J}{\lambda_2}, \quad E_3 = \frac{J}{\lambda_3}.$$

Il y a discontinuité du champ au passage du plan de séparation sur lequel existe une charge électrique de densité superficielle $\sigma = \frac{E_2 - E_3}{4\pi}$ ⁽¹⁾.

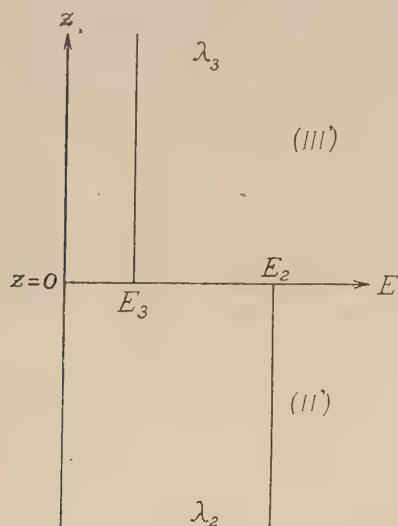


FIG. 1.

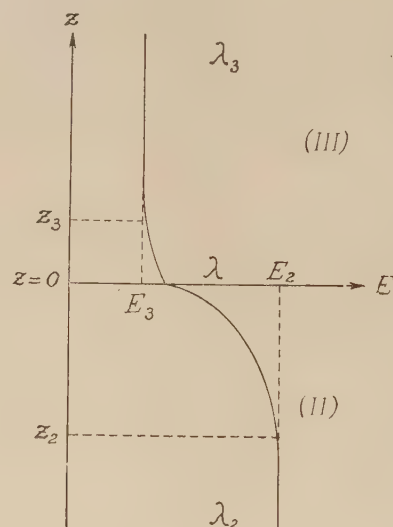


FIG. 2.

3. — Remplaçons maintenant (fig. 2) les conducteurs métalliques par deux atmosphères ionisées (II) et (III) de conductibilités respectives λ_2 et λ_3 à l'infini ⁽²⁾ et supposons encore que l'état de régime électrodynamique soit établi et caractérisé par un courant électrique vertical, de densité J , dirigé vers le bas.

⁽¹⁾ Les théorèmes de Gauss et de Poisson sont aussi bien valables dans les champs statiques que dans les champs stationnaires.

⁽²⁾ Cela signifie que les conditions d'équilibre ionique sont différentes dans les deux milieux ; peu importe, pour l'instant, de préciser pour quelles raisons.

Nous admettons que les densités des ions (ceux qui sont responsables de la conductibilité, au moins) sont des fonctions continues de l'altitude z , en particulier sur le plan de séparation. La conductibilité λ est donc également une fonction continue de z et passe progressivement de la valeur λ_2 à l'infini dans le milieu (II) à la valeur λ_3 à l'infini dans le milieu (III). Le champ électrique

$$E = \frac{J}{\lambda},$$

quoique toujours vertical et dirigé vers le bas, n'est plus uniforme dans chacun des deux milieux, mais passe de façon continue de la valeur $E_2 = \frac{J}{\lambda_2}$ pour $z = -\infty$ à la valeur $E_3 = \frac{J}{\lambda_3}$ pour $z = +\infty$. La charge $\sigma = \frac{E_2 - E_3}{4\pi}$ n'est plus localisée sur l'unité de surface du plan de séparation, mais elle est répartie dans un cylindre vertical de section unité.

4. — Du point de vue du champ électrique, la différence entre les deux cas envisagés précédemment réside essentiellement dans le fait qu'il n'y a pas discontinuité du champ au passage de la surface de séparation entre deux atmosphères ionisées de conductibilités différentes à l'infini.

Nous proposons d'appeler ce phénomène *effet de frontière*, par analogie avec la dénomination *effet d'électrode* employée par quelques auteurs (notamment L. Cagniard [3]) pour désigner l'ensemble des phénomènes qu'on trouve dans une atmosphère ionisée au voisinage du sol.

5. — Dans quelle mesure cet effet de frontière joue-t-il un rôle dans l'atmosphère ? Pour le préciser de façon simple, nous reviendrons à l'exemple précédent (§ 3) et nous définirons la *zone de frontière* comme étant la tranche horizontale qui contient le plan de séparation et à l'intérieur de laquelle s'effectue presque toute la variation du champ ; ce pourrait être par exemple la tranche comprise entre les altitudes z_2 et z_3 (fig. 2).

D'une façon plus précise, la zone de frontière, telle que nous l'entendrons par la suite, sera comprise entre le plan horizontal inférieur où le champ est $98E_2/100$ et le plan horizontal supérieur où le champ est $98E_3/100$. Ces chiffres ont été choisis parce qu'ils correspondent à la précision qu'on peut attendre dans les mesures du champ électrique atmosphérique. Il est clair que 98 % de la charge d'espace sera contenue dans la zone de frontière et qu'aux limites de celle-ci les conductibilités ne différeront que de 2 % des conductibilités à l'infini.

6. — Le but de la présente étude est de montrer que la zone de frontière, dans le cas d'une atmosphère à petits ions en contact par un plan horizontal avec une atmosphère renfermant en outre des noyaux de condensation, n'a qu'une épaisseur négligeable. Ce cas théorique schématise assez bien (suffisamment pour notre but) celui

d'une couche d'air pur surmontant une couche d'air brumeux. En effet, comme nous l'avons déjà écrit [2], nous identifions l'air brumeux avec une atmosphère renfermant à la fois des gouttelettes de Dessens, au nombre de quelques centaines par centimètre cube, et des noyaux de condensation plus fins, au nombre de plusieurs milliers. Les gouttelettes de Dessens, d'ailleurs, vu leur petit nombre, ne doivent jouer qu'un rôle négligeable du point de vue électrique. Dans l'air pur, les gouttelettes de Dessens sont absentes et les autres noyaux sont raréfiés dans le rapport de 10 à 1 environ. Ce contraste entre l'air brumeux et l'air pur apparaît dans les mesures de Wigand en ballon [4]. Cet expérimentateur a trouvé en effet 5 000 noyaux à 1 000 m d'altitude, 550 à 2 000 m, 200 à 3 000 m.

D'autre part, nous avons pu nous rendre compte, au cours d'un vol en planeur effectué à Beynes le 4 septembre 1947, que le nombre de noyaux (évalué au compteur d'Aitken) était environ 10 fois moindre dans l'air pur que dans l'air brumeux ou les cumulus.

Nous serons amenés à supposer qu'il n'y a pas échange de gros ions entre l'air brumeux et l'air pur et que la surface de séparation est parfaitement nette. Il n'en est pas ainsi en réalité : il n'existe pas une surface de séparation, mais une couche de mélange plus ou moins épaisse, de sorte qu'il ne faudra pas espérer rendre compte des phénomènes à l'intérieur de cette couche. Notre ambition n'est d'ailleurs pas là, elle est de montrer que l'épaisseur de la zone de frontière est négligeable à l'échelle atmosphérique et, par conséquent, qu'en dehors de la couche de mélange, le champ électrique est le même que si l'on avait affaire à des conducteurs métalliques en équilibre électrodynamique.

7. — Envisageons deux atmosphères (II) et (III) en contact par un plan horizontal que nous prendrons pour origine de l'altitude z comptée positivement vers le haut (fig. 2).

L'atmosphère supérieure (III) ne renferme que des petits ions. L'atmosphère inférieure (II) contient en outre des noyaux de condensation, dont le nombre N par centimètre cube est supposé constant. Nous supposons que l'intensité d'ionisation, les mobilités des ions, les coefficients de recombinaison sont les mêmes dans les deux milieux et demeurent constants dans l'espace et le temps ⁽³⁾, mais du fait de l'absorption des petits ions par les noyaux, il s'établit une différence de conductibilité électrique entre les deux atmosphères.

Nous admettons que l'état de régime électrodynamique est réalisé (cela résulte, comme nous le verrons plus loin, des équations d'équilibre ionique) et caractérisé par une densité de courant donnée J dirigée vers le bas ; cela revient d'ailleurs à se donner la valeur du champ électrique à l'infini dans l'un des milieux si l'on en connaît la conductibilité.

⁽³⁾ Toutes ces grandeurs sont au moins fonctions de l'altitude, mais comme nous limitons notre étude au voisinage de la frontière, il n'y a pas d'inconvénient à les supposer constantes.

Nous négligeons la diffusion des ions, petits et gros, ainsi que la mobilité des gros ions ⁽⁴⁾. Dans cette hypothèse, il ne peut y avoir échange de gros ions entre les deux atmosphères.

Ces conditions étant posées, nous voulons calculer l'intensité du champ électrique en fonction de l'altitude. Pour nous conformer à un usage courant en électricité atmosphérique, nous prendrons la verticale descendante comme sens positif pour la densité de courant et le champ.

Nos notations sont les suivantes :

J (constante) :	densité du courant vertical.
E (nombre relatif) :	intensité du champ électrique.
λ :	conductibilité.
q (constante) :	nombre de paires d'ions créés par centimètre cube et par seconde.
α (constante) :	coefficient de recombinaison entre petits ions.
β (constante) :	coefficient de combinaison entre noyaux et petits ions.
K_1, K_2 (constantes) :	mobilités des petits ions positifs et négatifs, respectivement.
ε (constante) :	charge élémentaire positive.
n_1 :	densité des petits ions positifs.
n_2 :	densité des petits ions négatifs.
N (constante) :	nombre total de noyaux de condensation contenus dans 1 cm ³ de l'atmosphère (II).
N_0 :	densité des noyaux neutres.
N_1 :	densité des gros ions portant une charge élémentaire positive.
N_2 :	densité des gros ions portant une charge élémentaire négative.

Nous posons :

$$N = N_0 + N_1 + N_2,$$

ce qui revient à négliger les gros ions portant plus d'une charge élémentaire.

Pour être plus précis, il faudrait tenir compte de ces derniers et distinguer les différents coefficients de combinaison entre noyaux et petits ions, mais, d'une part, ces coefficients, d'après les mesures de Nolan, Boylan et de Sachy, sont voisins de 8.10^{-6} [5] ; d'autre part, il est inutile pour la présente étude de pousser la précision aussi loin. Notons cependant que l'introduction de ces différentes grandeurs ne compliquerait que l'application numérique.

Avec les notations précédentes, les équations d'équilibre ionique et de Poisson s'écrivent :

Pour l'atmosphère supérieure (III) sans gros ions :

$$(1) \quad K_1 \frac{d}{dz}(n_1 E) - \alpha n_1 n_2 + q = 0$$

(4) Nous tenons compte cependant implicitement de la diffusion des petits ions au niveau de la frontière en admettant que la densité de ceux-ci ne subit pas de discontinuité au passage du plan de séparation.

$$(2) \quad K_2 \frac{d}{dz}(n_2 E) + \alpha n_1 n_2 - q = 0$$

$$(3) \quad \frac{dE}{dz} + 4\pi\varepsilon(n_1 - n_2) = 0$$

Pour l'atmosphère inférieure (II) avec gros ions :

$$(4) \quad K_1 \frac{d}{dz}(n_1 E) - \alpha n_1 n_2 - \beta(N_0 + N_2)n_1 + q = 0$$

$$(5) \quad K_2 \frac{d}{dz}(n_2 E) + \alpha n_1 n_2 + \beta(N_0 + N_1)n_2 - q = 0$$

$$(6) \quad N_0 n_1 = N_1 n_2$$

$$(7) \quad N_0 n_2 = N_2 n_1$$

$$(8) \quad N_0 + N_1 + N_2 = N$$

$$(9) \quad \frac{dE}{dz} + 4\pi\varepsilon(n_1 - n_2 + N_1 - N_2) = 0.$$

Les conditions aux limites seront précisées ultérieurement.

8. — Pour l'étude de l'effet d'électrode au voisinage du sol, le système des équations (1), (2), (3) a été résolu par Swann [6], puis par Cagniard [3] ; toutefois ces deux auteurs ont supposé $K_1 = K_2$. Pour l'étude présente, il n'y aurait pas grand inconvénient à faire la même hypothèse, cependant nous préférons utiliser une méthode qui est applicable également au système des équations (4), (5), (6), (7), (8), (9) et pour laquelle il n'est pas nécessaire de supposer $K_1 = K_2$.

Envisageons donc le système des équations (1), (2), (3).

En additionnant les deux premières, nous obtenons :

$$\frac{d}{dz}[(K_1 n_1 + K_2 n_2)E] = 0,$$

ce qui nous fournit une intégrale première :

$$(10) \quad (K_1 n_1 + K_2 n_2)E = \frac{J}{\varepsilon} = \text{Cte.}$$

On en déduit que la densité J du courant vertical dans le milieu considéré est constante, autrement dit que l'état de régime électrodynamique y est réalisé.

La conductibilité du milieu est définie par :

$$\lambda = \varepsilon(K_1 n_1 + K_2 n_2).$$

Les équations (1) et (2) s'écrivent encore :

$$K_1 E \frac{dn_1}{dz} + K_1 n_1 \frac{dE}{dz} - \alpha n_1 n_2 + q = 0,$$

$$K_2 E \frac{dn_2}{dz} + K_2 n_2 \frac{dE}{dz} + \alpha n_1 n_2 - q = 0.$$

Remplaçons, dans ces deux équations, $\frac{dE}{dz}$ par sa valeur tirée de l'équation (3) et E par sa valeur tirée de l'équation (10), nous obtenons le système :

$$(11) \quad K_1 \frac{J}{\varepsilon(K_1 n_1 + K_2 n_2)} \frac{dn_1}{dz} = 4\pi\varepsilon K_1 n_1(n_1 - n_2) + \alpha n_1 n_2 - q,$$

$$(12) \quad K_2 \frac{J}{\varepsilon(K_1 n_1 + K_2 n_2)} \frac{dn_2}{dz} = 4\pi\varepsilon K_2 n_2(n_1 - n_2) - \alpha n_1 n_2 + q.$$

Pour z infini, nous posons à priori :

$$(13) \quad \begin{aligned} n_1 &= n_2 = n_\infty, \\ n_\infty &= \sqrt{\frac{q}{\alpha}}, \end{aligned}$$

et d'après les équations (11) et (12), nous déduisons que $\frac{dn_1}{dz}$ et $\frac{dn_2}{dz}$ sont nuls ⁽⁵⁾.

En dehors de ce cas, ces deux dérivées ne peuvent être nulles à la fois (nous supposons, bien entendu, que n_1 et n_2 sont positifs et non nuls à la fois et que les constantes ε , K_1 , K_2 , α et q ont les valeurs habituelles). On peut donc éliminer z entre les équations (11) et (12) et écrire :

$$(14) \quad \frac{dn_2}{dn_1} = \frac{K_1 4\pi\varepsilon K_2 n_2(n_1 - n_2) - \alpha n_1 n_2 + q}{K_2 4\pi\varepsilon K_1 n_1(n_1 - n_2) + \alpha n_1 n_2 - q}.$$

Cette équation différentielle définit une famille de courbes à 1 paramètre. Par chaque point du premier quadrant du plan $n_1 n_2$ passe une courbe et une seule de la famille, sauf par le point $P(n_\infty, n_\infty)$ qui est un point critique. L'étude de cette famille de courbes au

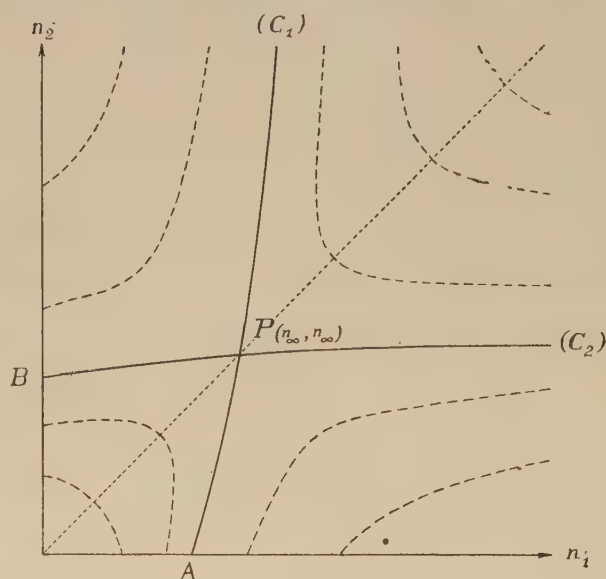


FIG. 3.

voisinage du point P se fait par un procédé classique [7] et l'on reconnaît ainsi que le point P est un *col* au sens de H. Poincaré. Par ce point passent deux courbes de la famille, dont les pentes m_1 et m_2 sont solutions de l'équation du second degré en m :

$$(15) \quad m = \frac{K_1 4\pi\varepsilon K_2 - \alpha - m(4\pi\varepsilon K_2 + \alpha)}{K_2 4\pi\varepsilon K_1 + \alpha - m(4\pi\varepsilon K_1 - \alpha)}.$$

⁽⁵⁾ Cette supposition se trouve justifiée après coup par la faible étendue de la zone de frontière (quelques mètres).

Nous donnons dès maintenant l'aspect de la famille de courbes (fig. 3). La figure admettrait la première bissectrice comme axe de symétrie si K_1 et K_2 étaient égaux.

Les deux courbes qui nous intéressent sont les courbes (C_1) et (C_2) qui passent par le point $P(n_\infty, n_\infty)$, car une des conditions aux limites est précisément la valeur de n_∞ . On peut tracer ces deux courbes de proche en proche, puisqu'on connaît les coordonnées de P et la pente des deux courbes en ce point.

9. — Anticipant un peu, nous allons montrer dès maintenant, à titre d'exemple, comment la connaissance de (C_1) et (C_2) permet de résoudre, pour l'atmosphère sans gros ions, le problème de l'effet d'électrode au voisinage du sol. Ceci nous permettra d'ailleurs de préciser les conditions aux limites qu'il est nécessaire de se donner.

Nous savons qu'au voisinage immédiat du sol, que nous supposons chargé négativement, la densité des petits ions négatifs est nulle ($n_2 = 0$). Nous devons donc chercher, sur les courbes (C_1) et (C_2) , les points où $n_2 = 0$. Seul convient le point d'intersection A de la courbe (C_1) avec l'axe des abscisses. Nous connaissons donc les valeurs de n_1 et n_2 pour $z = 0$. Nous pouvons alors calculer la valeur de $\frac{dE}{dz}$ pour $z = 0$ d'après l'équation (3).

Connaissant la densité J du courant vertical, on peut calculer la valeur E_0 du champ pour $z = 0$:

$$E_0 = \left(\frac{J}{\varepsilon(K_1 n_1 + K_2 n_2)} \right)_{z=0}$$

Nous avons maintenant les coordonnées et la pente initiale de la courbe $E(z)$, donc aussi un point voisin sur cette courbe, de coordonnées :

$$z_1 = \Delta_1 z, \quad E_1 = E_0 + \Delta_1 z \cdot \left(\frac{dE}{dz} \right)_{z=0}$$

Connaissant E_1 , on peut calculer $n_1(z_1)$ et $n_2(z_1)$ d'après la courbe (C_1) et la relation :

$$K_1 n_1 + K_2 n_2 = \frac{J}{\varepsilon E_1}$$

Les valeurs ainsi déterminées de n_1 et n_2 permettent de calculer la valeur de $\frac{dE}{dz}$ pour $z = z_1$, donc les coordonnées :

$$z_2 = z_1 + \Delta_2 z, \quad E_2 = E_1 + \Delta_2 z \cdot \left(\frac{dE}{dz} \right)_{z=z_1},$$

d'un nouveau point de la courbe $E(z)$, et ainsi de suite.

De proche en proche, on peut donc tracer la courbe $E(z)$, ce qui est précisément le but que nous nous étions fixé.

Si nous avions supposé le sol chargé positivement (dans ce cas J et E sont négatifs

tifs), il nous aurait fallu partir, sur la courbe (C_2) , de son point d'intersection B avec l'axe $n_1 = 0$ (fig. 3).

Nous voyons que la résolution du problème proposé comporte deux étapes :

1^o Détermination de la fonction $n_2(n_1)$ d'après l'équation différentielle (14). Ceci exige la connaissance d'un point de cette courbe. Il se trouve que pour z infini, n_1 et n_2 sont égaux et que leur valeur commune est connue (première condition aux limites). Cette condition détermine non pas une fonction $n_2(n_1)$, mais plusieurs entre lesquelles les autres conditions aux limites permettront de choisir.

2^o Détermination de la fonction $E(z)$ d'après la fonction $n_2(n_1)$ et les relations

$$E = \frac{J}{\varepsilon(K_1 n_1 + K_2 n_2)},$$

$$\frac{dE}{dz} + 4\pi\varepsilon(n_1 - n_2) = 0.$$

Ceci exige la connaissance, d'une part de la densité J du courant vertical, ou, ce qui revient au même, de la conductibilité et de l'intensité du champ à l'infini (deuxième condition aux limites), d'autre part de la valeur initiale de E pour $z = 0$. En réalité, on ne peut se donner cette valeur initiale, mais on connaît le point de l'une des courbes (C_1) ou (C_2) correspondant à $z = 0$ (troisième condition aux limites).

10. — Revenons maintenant au système des équations (4), (5), (6), (7), (8), (9) concernant l'atmosphère à gros ions. Nous éliminons d'abord N_0 , N_1 et N_2 , ce qui nous donne :

$$(16) \quad N_0 = \frac{N n_1 n_2}{n_1 n_2 + n_1^2 + n_2^2},$$

$$(17) \quad N_1 = \frac{N n_1^2}{n_1 n_2 + n_1^2 + n_2^2},$$

$$(18) \quad N_2 = \frac{N n_2^2}{n_1 n_2 + n_1^2 + n_2^2}.$$

Opérant ensuite comme pour le système d'équations relatives au milieu sans gros ions, nous trouvons :

$$(19) \quad (K_1 n_1 + K_2 n_2) E = \frac{J}{\varepsilon},$$

$$(20) \quad \lambda = \varepsilon(K_1 n_1 + K_2 n_2),$$

$$(21) \quad n_\infty = \frac{-\beta N + \sqrt{\beta^2 N^2 + 9q\alpha}}{3\alpha},$$

$$(22) \quad \frac{dn_2}{dn_1} = \frac{K_1 K_2 n_2 U - W}{K_2 K_1 n_1 U + W},$$

avec :

$$U = 4\pi\varepsilon(n_1 - n_2)[n_1 n_2 + n_1^2 + n_2^2 + N(n_1 + n_2)],$$

$$W = (\alpha n_1 n_2 - q)(n_1 n_2 + n_1^2 + n_2^2) + \beta N n_1 n_2 (n_1 + n_2).$$

Comme pour l'atmosphère sans gros ions, l'équation différentielle (22) définit

dans le plan $n_1 n_2$ une famille de courbes à un paramètre. Par le point Q de coordonnées $n_1 = n_\infty$, $n_2 = n_\infty$ (n_∞ est cette fois l'expression (21)), passent deux courbes de la famille, (C'_1) et (C'_2) ⁽⁶⁾. Sur la figure 4, nous avons superposé ces courbes et les courbes (C_1) et (C_2) relatives à l'atmosphère sans gros ions.

L'application numérique, dont nous donnerons ultérieurement une partie, montre que ces quatre courbes, dans le domaine physique (n_1 et $n_2 \geq 0$), se coupent en deux points M et N (en dehors des points P et Q bien entendu).

Or, sur le plan horizontal de séparation ($z = 0$), les nombres d'ions positifs et

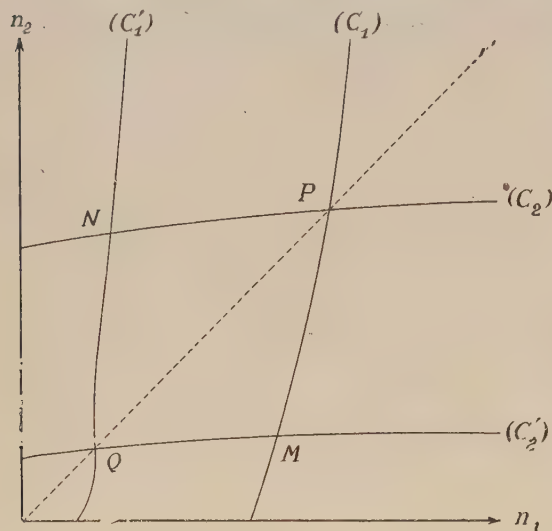


FIG. 4.

negatifs contenus dans 1 cm³ de l'atmosphère sans gros ions doivent être respectivement les mêmes que les grandeurs analogues dans l'atmosphère à gros ions. L'un des deux points M et N correspondra donc à l'altitude $z = 0$. Si l'on fait varier z de $-\infty$ à $+\infty$, le point de coordonnées n_1 et n_2 décrira soit le chemin QNP, soit le chemin QMP. Il nous faut choisir entre ces deux chemins, dont l'un correspond seul à la solution du problème proposé. L'examen des hypothèses permet de lever l'alternative. En effet, nous avons supposé que l'atmosphère sans gros ions était située au-dessus de

l'atmosphère à gros ions (la moins conduc-

trice) et que le courant électrique vertical était dirigé vers le bas ; dans ces conditions, la charge d'espace est positive ; seul le chemin QMP correspond à une charge d'espace positive.

Dès lors, le problème est virtuellement résolu.

Nous opérons séparément pour chaque atmosphère, en partant du point M correspondant à l'altitude zéro, selon la méthode que nous avons exposée plus haut (§ 9). Le calcul pour l'atmosphère à gros ions présente une légère complication puisque, connaissant $n_1(z)$ et $n_2(z)$, il nous faut calculer en outre N_1 et N_2 d'après les formules (17) et (18) pour pouvoir déterminer la valeur de $\frac{dE}{dz}$ à l'altitude considérée.

II. — Application numérique.

Les données qui serviront de base à notre calcul sont les valeurs du champ électrique qui ont été observées au cours d'un vol en planeur effectué à Beynes le 31 juillet 1947.

⁽⁶⁾ Comme pour l'atmosphère sans gros ions, ces deux courbes seraient symétriques par rapport à la première bissectrice si K_1 et K_2 étaient égaux.

L'intensité du champ électrique était voisine de 100 volts/mètre dans la couche brumeuse s'étendant du sol à 1 500 m d'altitude, tandis qu'elle était en moyenne 10 fois plus faible au sein de l'air pur surmontant la brume.

Nous prendrons pour valeur de q , α , K_1 , K_2 des valeurs très voisines de celles données par L. Cagniard pour une altitude de 2 000 m [3] :

$$q = 6 ; \quad \alpha = 1,6 \cdot 10^{-6}, \quad K_1 = 550 ; \quad K_2 = 700.$$

Toutes ces grandeurs sont exprimées en unités électrostatiques C. G. S.

Nous en déduisons d'abord la valeur de n_∞ dans l'air pur :

$$n_\infty = \sqrt{\frac{q}{\alpha}} = 1936,49,$$

puis en prenant $\varepsilon = 4,77 \cdot 10^{-10}$ u. é. s. C. G. S., la conductibilité λ_3 de l'air pur à l'infini :

$$\lambda_3 = \varepsilon n_\infty (K_1 + K_2) = 1,155 \cdot 10^{-3}.$$

Posant $\beta = 8 \cdot 10^{-6}$ d'après les mesures de Nolan, Boylan et de Sachy [5], nous calculons le nombre N de noyaux de condensation qui doit être contenu dans 1 cm³ d'air brumeux pour que le rapport λ_3/λ_2 de la conductibilité de l'air pur à celle de l'air brumeux soit très voisin du rapport inverse des intensités respectives du champ électrique dans les deux milieux, soit 10. Nous trouvons, en appliquant les formules (20) et (21) :

$$N = 5565 ; \quad \lambda_2 = 1,193 \cdot 10^{-4} ; \quad n_\infty = 200.$$

Les valeurs ainsi trouvées sont bien de l'ordre de grandeur de celles qui ont été réellement observées par de nombreux expérimentateurs, ce qui confirme, dans une certaine mesure, la validité de nos hypothèses.

Le rapport λ_3/λ_2 n'est pas exactement 10, mais 9,68 ; il nous faut donc modifier légèrement l'une de nos données de base et prendre comme intensités du champ électrique à l'infini :

$$E_2 = 100 \text{ volts/mètre,} \quad \text{soit } \frac{1}{300} \text{ ués CGS}$$

dans l'air brumeux ;

$$E_3 = 10,33 \text{ volts/mètre,} \quad \text{soit } 3,44 \cdot 10^{-4} \text{ ués CGS}$$

dans l'air pur.

Les courbes (C₁) et (C'₂) (fig. 4) s'écartent assez peu de droites, de sorte que les erreurs inhérentes à la méthode employée pour les calculer peuvent être considérées comme très minimes.

Les coordonnées du point M, c'est-à-dire les densités ioniques pour $z = 0$, sont :

$$\begin{aligned} n_1 &= 1564,3 \\ n_2 &= 238,8 \end{aligned}$$

On en déduit la conductibilité à l'altitude zéro :

$$\lambda_0 = 4,899 \cdot 10^{-4}$$

et l'intensité du champ électrique à la frontière

$$E_0 = E_2 \cdot \frac{\lambda_2}{\lambda_0} = 24,34 \text{ V/m.}$$

La figure 5 donne, en fonction de l'altitude z (mètres), l'intensité du champ

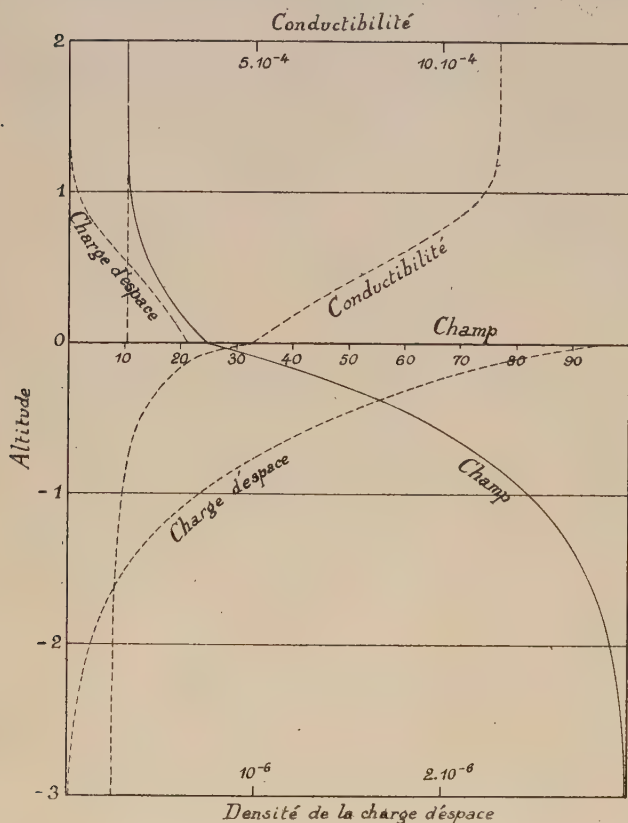


FIG 5.

dans ce cas sont bien moins certaines que celles qui ont servi de base à l'étude précédente.

Toutefois, même si l'épaisseur de la zone de frontière dans le cas du nuage est 10 fois plus grande que celle que nous venons de calculer, elle est néanmoins légitimement négligeable devant les dimensions des masses d'air en présence.

Nous remercions MMrs Jean Coulomb, Jacques Yvon et Philippe Pluvirage des utiles conseils qu'ils nous ont donnés au cours de ce travail.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] R. LECOLAZET, *Ann. de Géoph.*, **4**, 1948, fasc. 2, pp. 81-95.
- [2] R. LECOLAZET et P. PLUVIRAGE, *Ann. de Géoph.*, **4**, 1948, fasc. 2, pp. 96-108.
- [3] L. CAGNIARD, *Ann. de Phys.*, **19**, 1944, pp. 71-87.
- [4] A. WIGAND, cité par E. SALLES, *Revue Scientifique*, n° 2, février 1940, p. 77.
- [5] NOLAN, BOYLAN et DE SACHY, cités par E. SCHWEIDLER, *Handb. der Exp. Phys.*, **13** 1, p. 37.
- [6] W. F. G. SWANN, *Terr. Magn. and Atm. Electr.*, **18**, 1913, pp. 163-184.
- [7] E. GOURSAT, *Traité d'Anal. Math.*, Gauthier-Villars, Paris, 1942, 6^e éd., **2**, p. 530.

électrique (V/m), la densité de la charge d'espace (u. é. s. C. G. S.) et la conductivité (u. é. s. C. G. S.) dans l'air pur ($z > 0$) et l'air brumeux ($z < 0$).

12. — De l'examen de la figure 5 résulte le fait que la zone de frontière, telle que nous l'avons définie au § 5, s'étend entre les altitudes $-2^m,20$ et $+1^m,10$. Son épaisseur est donc de $3^m,30$, alors que celle de la couche d'air brumeux est de l'ordre de 2 000 mètres. C'est là un résultat assez significatif par lui-même pour que nous n'insistions pas davantage.

Il resterait à calculer l'épaisseur de la zone de frontière existant entre le nuage et l'atmosphère (II) ou (III). C'est un problème beaucoup plus complexe que le précédent et que nous n'avons pu résoudre. D'ailleurs les hypothèses qu'on est conduit à formuler

ANNEXE

NOUVELLES MESURES DU CHAMP ÉLECTRIQUE ATMOSPHERIQUE EN PLANEUR

1. Les mesures de la composante verticale du champ électrique atmosphérique, exposées précédemment¹, ont été faites à l'aide d'un électromètre observé visuellement. Il m'a paru intéressant de les reprendre avec un appareil enregistrant de façon continue et détaillée les variations du champ et l'altitude du planeur. Un tel appareil a pu être construit à l'Institut de Physique du Globe de Strasbourg grâce à une subvention accordée par Mr le Directeur du Centre National de la Recherche Scientifique que je prie de bien vouloir trouver ici l'expression de ma reconnaissance.

L'électromètre unifilaire et le barographe sont contenus dans une boîte parallélépipédique en aluminium ($36 \times 20 \times 16$ cm), pouvant être placée sous le cockpit du planeur, entre le pilote et le passager. Cette boîte renferme en outre les deux piles de charge des plateaux de l'électromètre. Ceux-ci, par le jeu d'un commutateur bipolaire manœuvré de l'extérieur, peuvent être portés respectivement soit aux potentiels de -20 et $+20$ volts, soit aux potentiels de -100 et $+100$ volts, de manière à disposer de deux sensibilités. Une position supplémentaire du commutateur permet de mettre à la masse les deux plateaux.

L'enregistrement est obtenu sur film cinématographique de 35 mm par le procédé classique de la projection de l'ombre du fil sur une fente très fine. Le film se déplace immédiatement derrière cette fente à la vitesse de 8 mm par minute. Un dispositif optique supplémentaire donne une image du fil sur une échelle translucide que l'on observe de l'extérieur à travers une loupe. L'expérimentateur peut ainsi

contrôler de façon permanente les indications de l'électromètre.

L'enregistreur photographique se charge en plein jour avec une bobine standard de « Leica ». L'enregistrement terminé, le film est enroulé de nouveau dans sa bobine et l'appareil peut être déchargé également en plein jour.

Avec la plus grande sensibilité, on observe un déplacement de l'ombre du fil d'environ 0,1 mm par volt. Cette sensibilité aurait pu être doublée ou même triplée soit en rapprochant les plateaux de l'électromètre, soit en diminuant la tension mécanique du fil mais il m'a paru plus sûr de la conserver. La précision est encore de l'ordre de 0,5 volt pour le potentiel et de 1 volt/mètre pour le champ, ce qui est assez satisfaisant.

Le barographe est à déroulement continu de papier. Celui-ci, de 12 cm de largeur, se déplace à raison de 1 cm environ par minute et, pour une variation d'altitude de 2 000 m, on observe une déviation de 9 cm, 5 de la plume inscriptrice.

Le papier du barographe et le film de l'enregistreur photographique sont entraînés par le même moteur placé également dans la boîte. Ce dernier est un petit moteur électrique consommant 0,03 ampère sous 9 volts. Il entraîne un mouvement d'horlogerie (mouvement de réveille-matin privé de ressort) qui régularise sa vitesse de la manière suivante :

L'axe des secondes du réveil porte en bout un ergot excentrique attaqué par une lame de ressort liée à l'avant-dernier rouage d'une démultiplication commandée par le moteur. Ce ressort entraîne ainsi l'échappement du réveil. Lorsque la force exercée sur celui-ci est trop grande, le ressort se bande suffisamment pour ouvrir un contact et introduire une résistance électrique supplémentaire

¹ (1) R. LECOLAZET, *Annales de Géophysique*, t. 4 (1948), fasc. 2, pp. 81-95.

dans le circuit du moteur. Ce dernier tourne alors à une vitesse très nettement plus faible que celle qui est nécessaire à l'entretien du mouvement d'horlogerie. Celui-ci continuant à fonctionner par l'effet du ressort qui se débande, le contact est rétabli et une nouvelle impulsion est donnée au mouvement. L'expérience a montré que ce dispositif donnait entière satisfaction.

Le dernier rouage de la démultiplication, effec-

sur les enregistrements les différents incidents notés par l'observateur au cours des expériences.

L'alimentation du moteur et de la lampe d'éclairage est réalisée par une batterie de quatre piles « ménage » (trois en parallèle, une en série avec celles-ci) contenue dans un coffret séparé.

A part le remplacement de l'électromètre à observation visuelle par l'enregistreur décrit ci-dessus, l'appareillage et la technique des mesures employés

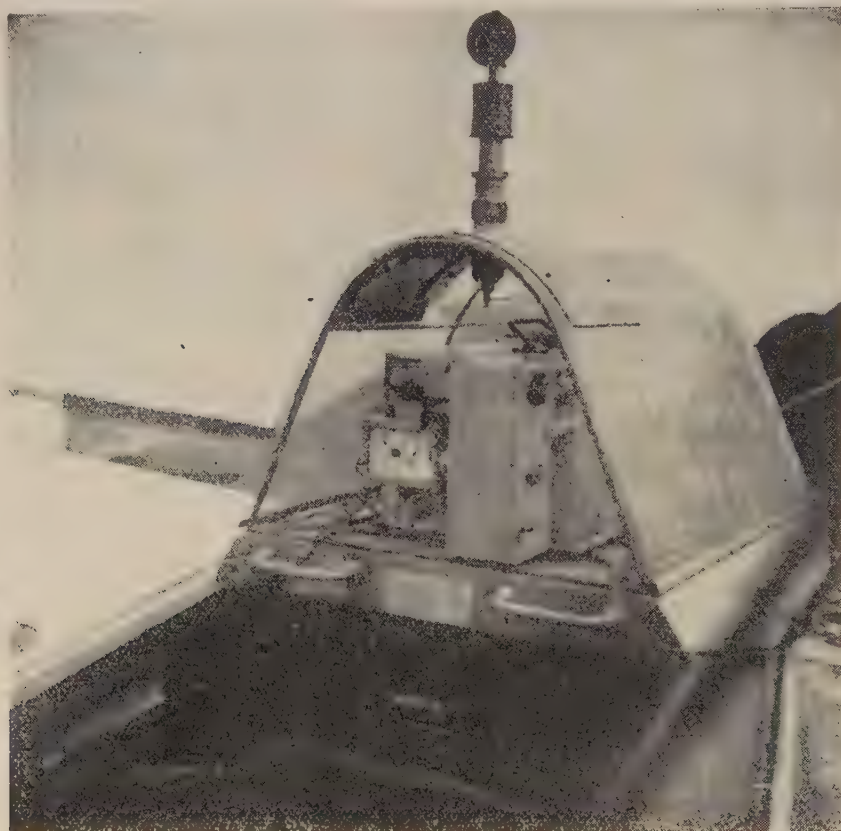


FIG. 1.

tuant un tour en 7 minutes, commande par pignons d'angle et chaînes, le déroulement du film et du papier. Chaque minute, la lampe d'éclairage de l'électromètre (4 volts ; 0,2 ampère) est éteinte pendant deux secondes et dans le même temps, un électro-aimant attire légèrement un des leviers du barographe. On dispose ainsi, sur l'enregistrement photographique et le barogramme, d'une série de repères qui facilitent le dépouillement des inscriptions.

Le mouvement d'horlogerie est muni d'un cadran disposé à l'extérieur de la boîte, face à l'observateur. Il comporte une aiguille des minutes et une aiguille des secondes, ce qui permet de situer exactement

en 1947 sont restés inchangés. La figure 1 montre la disposition de l'enregistreur et du collecteur sur le planeur. La figure 2 est la reproduction en négatif d'un enregistrement effectué le 20 août 1948 par ciel de cumulus ; on y voit nettement les maxima du champ (numérotés 1, 2, 3, 4) correspondant à quatre traversées du même nuage à des niveaux de plus en plus bas. La ligne horizontale sert de repère et coïncide à très peu près avec le zéro de l'électromètre ; c'est l'ombre d'un fil fin tendu perpendiculairement à la fente et très près d'elle. Ce dispositif permet d'éliminer l'effet des légers déplacements latéraux du film.

2. Les résultats obtenus au cours de deux vo's

effectués les 20 et 30 août 1948 au Centre National de Vol à Voile de Pont-Saint-Vincent (M.-et-M.) confirment entièrement ceux des expériences réalisées en 1947 à Beynes (S.-et-O.). On pourra en juger par la comparaison de la figure 3 qui schématise les résultats de l'expérience du 20 août 1948

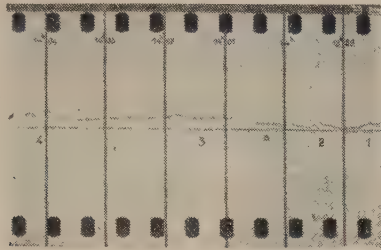


FIG. 2.

avec les figures analogues traduisant ceux des vols de 1947.

L'expérience du 30 août 1948, faite par ciel dégagé montre très nettement l'influence de la couche brumeuse qui s'étendait ce jour-là jusqu'à 850 mètres d'altitude. L'intensité du champ électrique est demeurée voisine de 18 volts/mètre de 2 500 m à 900 m, s'est accrue rapidement jusqu'à 90 volts/mètre à 800 m. pour rester ensuite à peu près constante jusqu'au sol.

En utilisant la petite sensibilité de l'électromètre, j'ai tenté d'enregistrer le champ au cours des deux remorquages par avion. Cette sensibilité s'est avérée

encore trop grande : le champ décroissait rapidement dès le décollage pour atteindre une valeur négative

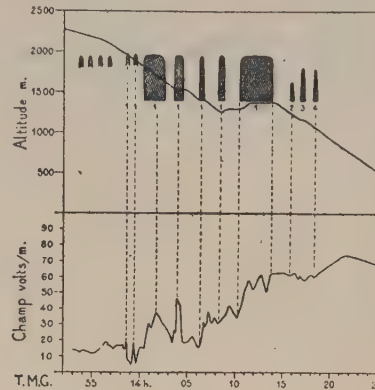


FIG. 3.

inférieure à — 2 000 volts/mètre, ce qui met bien en évidence l'influence perturbatrice de l'avion remorqueur. En effet, les jets d'eau, mis en fonctionnement pendant deux ou trois minutes au début du remorquage, ramenaient le champ à une valeur à peu près normale, mais il diminuait de nouveau rapidement dès que les jets d'eaux'arrêtaient de fonctionner.

Je remercie très vivement Mr Gibrin, Directeur du Service de l'Aviation Légère et Sportive, qui m'a aimablement autorisé à effectuer ces mesures ainsi que Mr Maxime Lamort, Chef du Centre National de Vol à Voile de Pont-Saint-Vincent et ses collaborateurs qui ont bien voulu m'en faciliter l'exécution.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

La transformation de Laplace dans ses applications à la théorie
des phénomènes transitoires et de la propagation des ondes.

Vu et approuvé :

Paris, le 2 Décembre 1948

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES

JEAN CABANNES.

Vu et Permis d'imprimer :

LE RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS

JEAN SARRAILH.

